17. Group Theoretical Analysis of the Lattice Distortion in Anisotropic Supereconductivity

尾崎, 正明

triplet 状態をとり入れると，反強磁性対超伝導の競合が記述できる。おそらく超伝導を壊わすと予想されるが，今後の課題である。

17. Group Theoretical Analysis of the Lattice Distortion in Anisotropic Supereconductivity

京大・理　尾 崎 正 明

heavy fermion 系の超伝導はBCS 型以外の pairing の可能性が云々されている。今まで Cubic, hexagonal, tetragonal 対称性を持つ系で spin-orbit coupling が強い場合[1),2)]，弱い場合[3)]について可能な pairing の type が分類されている。

最近 Joynt と Rice[4)] は condensation energy

$$E_C = -\frac{1}{4}\sum_{k}\delta(\varepsilon_k-\mu)\,\mathrm{Tr}\left[\Delta^{+}(\boldsymbol{k})\,\Delta(\boldsymbol{k})\right] \tag{1}$$

は gap 関数 $\Delta(\boldsymbol{k})$が大きくなる方向に状態密度が大きくなるように格子変形をおこすとエネルギーが下り安定化することを簡単なモデルで具体的に示した。

本報告では Anisotropic な superconductivity に伴って生じる可能な格子変形のタイプを一般的に群論的に導く。以下の議論では，系は Cubic symmetry を持ち，Spin-orbit coupling は強いものとする。

この場合，order parameter は次式で与えられる。

$$\Delta(\boldsymbol{k}) = \sum_{i}\lambda_i\, d(\Gamma; i) \tag{2}$$

ここで $d(\Gamma; i)$は $\boldsymbol{O}$ の irreducible representation （以下“rep”と略す）Γに属する basis function で文献[1),2)]に与えられている。λ_i は complex number であり order parameter は $\{\lambda_i\}$ によって指定される。系の持つ対称性の群 G_0 は

$$G_0 = \{\, p\,u(p)\,\tilde{\varphi},\ \ t\,p\,u(p)\,\tilde{\varphi} \mid p \in O \,\} \tag{3}$$

で与えられる。ここで，$p \in O$ はcubic point groupの要素，$u(p)$ は p と同じ方向，角度のスピン回転である。$\tilde{\varphi}$ は $e^{i\varphi}$ なる phase change　t は time reversal を示す。$\{\lambda_j\}$ はG_0に対

して次のように変換する。

$$
\left.\begin{aligned}
pu(p)\tilde{\varphi}\lambda_j &= \sum_{j'} D^{\Gamma}(p)_{jj'}\, e^{-i\varphi}\lambda_{j'} \\
tpu(p)\tilde{\varphi}\lambda_j &= \sum_{j'} D^{\Gamma}(p)_{jj'}\, e^{-i\varphi}\lambda^{*}_{j'}
\end{aligned}\right\} \tag{4}
$$

核配置 R_0 で cubic symmetry を持っているとし，そこから δR ずれた核配置 $R=R_0+\delta R$ を考える。R に対する G_0 の作用を次のように定義する。

$$
gR = \mathrm{p}R \quad \text{for} \quad g = pu(p)\tilde{\varphi} \quad \text{or} \quad tpu(p)\tilde{\varphi} \tag{5}
$$

ここで，pR は R を p で回転して得られる核配置を意味する。R_0 からの微小変位は，次のように irreducible normal mode $Q(\gamma;m)$ の一次結合

$$
R = R_0 + \sum_{\gamma m} Q(\gamma;m)\,\eta(\gamma;m) \tag{6}
$$

で表わされる。ここで γ は O の rep を表わし，$\eta(\gamma;m)$ は実数である。$\eta(\gamma;m)$ は $g\in G_0$ に対して次のように変換する。

$$
\left.\begin{aligned}
pu(p)\tilde{\varphi}\eta(\gamma;m) &= \sum_{m'} D^{\gamma}(p)_{mm'}\,\eta(\gamma;m'), \\
tpu(p)\tilde{\varphi}\eta(\gamma;m) &= \sum_{m'} D^{\gamma}(p)_{mm'}\,\eta(\gamma';m').
\end{aligned}\right\} \tag{7}
$$

$F(\eta,\lambda)$ を核配置 $R(\eta)$ での Ginzburg-Landau functional とする。$F(\eta,\lambda)$ は η, λ に対する同時的 G_0 作用に対して不変である。

$$
F(g\eta, g\lambda) = F(\eta,\lambda) \quad \text{for} \quad g\in G_0 \tag{8}
$$

この不変性より $F(\eta,\lambda)$ は λ の4次，η の2次まで展開すると，

$$
\begin{aligned}
F(\eta,\lambda) = F(0,\lambda) &+ \sum_{\gamma} C(\gamma)\sum_{m} V(\gamma;\lambda)_m\,\eta(\gamma;m) \\
&+ \sum_{\gamma} B(\gamma)\sum_{m}\eta(\gamma;m)^2
\end{aligned} \tag{9}
$$

と書くことが出来る。ここで，$F(0,\lambda)$ は $R=R_0$ での G・L functional で文献 1)，2) に与えられている。$V(\gamma;\lambda)_m$ は λ と λ^* の irreducible bilinear form で O の Clebsch-Gordan 係数より求められる。例えば Ueda and Rice (1) の T_1 又は T_2 表現の場合は，

$$\left.\begin{aligned}
&V(A_1;\lambda)=(\lambda_1^*\lambda_1+\lambda_2^*\lambda_2+\lambda_3^*\lambda_3)\\
&V(E;\lambda)_1=(\lambda_1^*\lambda_1+\lambda_2^*\lambda_2-2\lambda_3^*\lambda_3)\\
&V(E;\lambda)_2=\sqrt{3}(-\lambda_1^*\lambda_1+\lambda_2^*\lambda_2)\\
&V(T_2;\lambda)_1=(\lambda_2^*\lambda_3+\lambda_3^*\lambda_2)\\
&V(T_2;\lambda)_2=(\lambda_3^*\lambda_1+\lambda_1^*\lambda_3)\\
&V(T_2;\lambda)_3=(\lambda_1^*\lambda_2+\lambda_2^*\lambda_1)
\end{aligned}\right\} \tag{10}$$

核配置 η での free energy $E(\eta)$ は次式で定義される。

$$E(\eta)=F(\eta,\lambda(\eta)) \tag{11}$$

ここで $\lambda(\eta)$ は fixed η に対する $F(\eta,\lambda)$ の最小値を与える λ，すなわち，

$$\frac{\partial F}{\delta\lambda_i}(\eta,\lambda)=0 \tag{12}$$

を満す λ である。一般化された Hellmann-Feynman の定理を使うと，$E(\eta)$ は η の一次までとると，

$$E(\lambda)=E(0)+\sum_{r}C(r)\sum_{m}V(r;\lambda_0)_m\,\eta(r;m) \tag{13}$$

となる。ここで λ_0 は $\eta=0$ における minimum point λ であり，1)，2)に求められている。もし $V(r;\lambda_0)_m$ がゼロでなければ $V(r;\lambda_0)_m$ に比例する格子歪 $\eta(r;m)$ が生じる。

例　T_1 transition の $D_3(E)$ state （Volovikの記号による）.

この場合，$\lambda_0=(1/\sqrt{3})(1,\varepsilon,\varepsilon^2)$，$\varepsilon=\exp(2\pi i/3)$，従って，

$$\left.\begin{aligned}
&V(A_1;\lambda_0)=1\\
&V(E;\lambda_0)_1=V(E;\lambda_0)_2=0\\
&V(T_2;\lambda_0)_1=V(T_2;\lambda_0)_2=V(T_2;\lambda_0)_3=-1/3
\end{aligned}\right\} \tag{14}$$

これより，

$$\eta(T_2;1)=\eta(T_2;2)=\eta(T_2;3)$$

の方向の格子歪が期待される。変形した格子のもつ点対称性は

$$D_3=C_{31}+C_{26}\ C_{31}$$

の点群である。他の state についても，同様な方法で格子変形のタイプを求めることができる。[5)]

文　献

1) K. Ueda and T. M. Rice, Phys. Rev. **B31** (1985) 7114.
2) G. E. Volovik and L. P. Gor'kov, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **88** (1985) 1412.
3) M. Ozaki, K. Machida and T. Ohmi, Prog. Theor. Phys. **74** (1985) 221; **75** (1986) 442.
4) R. Joynt and T. M. Rice, Phys. Rev. **B32** (1985) 6074.
5) M. Ozaki, submitted to Prog. Theor. Phys.

18.　p－波超流体の集団励起

東大・教養　平島　大，生井沢　寛

§1.　はじめに

Heavy Fermion Superconductors（以下，HFS）についての多くの実験結果は，エネルギーギャップに node があることを示しており，奇パリティクーパー対による超伝導が実現している可能性がある。更に，UBe_{13} [1)]，UPt_3 [2)] の音波吸収では T_c 直下にピークが見られるが，この原因として，集団励起モードによる吸収が考えられる。また，マイスナー効果に対しても集団励起モードの寄与が重要であることが指摘されている。[3)]

そこで，我々は，p－波超伝導体について集団励起モードを正しく取り入れて，その外場に対する応答を調べてみた。